

Каждая поверхность пучностей этой картины является геометрическим местом точек, где фаза объектной волны совпадает с фазой волны источника. В соответствии с этим при освещении каждой такой поверхности излучением источника фаза отраженной этой поверхностью волны совпадает с фазой объектной волны на всей поверхности голограммы. В результате такая голограмма воспроизводит точное значение волнового поля объекта, и соответственно появляется его единственное пространственное изображение. Однако в объеме голограммы зафиксирован целый ансамбль поверхностей пучностей. Такая сложная структура, подобно интерференционному фильтру, обладает спектральной селективностью, и поэтому трехмерные голограммы допускают реконструкцию излучением со сплошным спектром. То что трехмерная голограмма отражает излучение так же, как и объект, позволяет рассматривать ее как своеобразный оптический эквивалент этого объекта. Естественно предположить, что такое свойство трехмерной голограммы обусловлено тем, что ее структура стремится воспроизвести структуру объекта. Доказать это в общем случае не представляется возможным, так как в настоящее время неясен способ описания произвольного трехмерного объекта. Для того чтобы определить общие тенденции, определяющие строение трехмерной голограммы и связь ее структуры со структурой объекта, авторы исследовали частный случай, когда на голограмме регистрируется прозрачный фазовый объект. В результате было показано, что пространственно-частотный спектр трехмерной голограммы равен произведению пространственно-частотного спектра объекта на некоторую передаточную функцию, зависящую исключительно от параметров волны, освещающей объект. Таким образом, так же как и в случае формирования изображения оптической системой, при формировании голограммы происходит процесс фильтрации пространственных частот объекта; можно показать, что для заданного направления распространения излучения пространственно-частотные спектры объекта и его голограммы тождественны, благодаря чему в этом случае тождественны и их оптические свойства. Далее были рассмотрены эффекты, связанные с ограничением объема регистрирующей среды, и осуществлен предельный переход к случаю двумерной голограммы. Было показано, что это приводит к появлению в спектре голограммы пространственных частот, которых не было в спектре объекта. Наличие у двумерной голограммы дополнительных частот приводит к появлению трех дополнительных ложных изображений и потере свойства спектральной селективности. В целом связь двумерной и трехмерной голограмм можно описать следующим образом. Наиболее полный набор сведений об изображении объекта заключен во всей окружающей его беспредельной трехмерной картине стоячих волн. Одним из замечательных свойств этой картины является то, что каждый ее фрагмент также создает все изображение объекта в целом. Деление первичной картины на фрагменты приводит только к тому, что восстановленное изображение, оставаясь целостным, постепенно обедняется. В частности, плоское сечение такой картины — двумерная голограмма — наряду с истинным изображением восстанавливает ложные; кроме того, при использовании плоского сечения становится невозможным осуществлять реконструкцию белым светом.

М. И. Дьяконов, Б. П. Захарченя, В. И. Перель, С. И. Сафаров, В. Г. Флейшер. Ориентация электронных спинов в полупроводниках. Явление оптической ориентации атомов в газах хорошо известно и является мощным средством изучения атомных процессов. Главную роль в развитии этой области сыграли работы Кастлера и его школы. Первые эксперименты, показавшие возможность оптической ориентации свободных электронов в полупроводниках, были проведены также во Франции Лампелем¹ и Парсонсом².

Настоящее сообщение посвящено изложению результатов, полученных в этой области в ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Нам представляется, что это новое для физики полупроводников направление окажется эффективным для исследования свойств полупроводников, а также получит практическое применение.

В методе оптической ориентации неравновесные электроны в зоне проводимости создаются при межзонном поглощении света, поляризованного по кругу. Момент M циркулярно-поляризованного фотона передается системе электрон—дырка. В кристаллах с зонной структурой типа GaAs момент дырки быстро релаксирует, а спины электронов оказываются ориентированными. Как показывают правила отбора, при межзонном переходе $\Gamma_3 \rightarrow \Gamma_6$ в состояние со спином, противоположным моменту фотона, забрасывается в три раза больше электронов, чем в состояние со спином, направленным по моменту фотона. Это соответствует степени ориентации электронов при их рождении $P_0 = 50\%$.

Степень ориентации P при стационарном возбуждении зависит от соотношения между временем жизни τ электрона и временем спиновой релаксации τ_s :

$$P = P_0 \frac{\tau_s}{\tau + \tau_s}. \quad (1)$$

Магнитное поле, перпендикулярное направлению возбуждающего луча света, разрушает ориентацию (эффект Ганле):

$$P(H) = P \frac{1}{1 + (\mu_0 g H T_s / h)^2}, \quad (2)$$

где $P(H)$ — степень ориентации в магнитном поле H , μ_0 — магнетон Бора, g — g -фактор, h — постоянная Планка, время T_s определяется через τ и τ_s следующим образом:

$$T_s^{-1} = \tau^{-1} + \tau_s^{-1}. \quad (3)$$

Наличие спиновой ориентации может быть зарегистрировано по поляризации рекомбинационного излучения.

Для перехода $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_8$ степень ρ поляризации излучения составляет $0,5 P$ (при наблюдении по или против направления спина). При этом максимальная степень поляризации составляет 25%. Согласно ¹ она достигается при $\tau_s \gg \tau$.

Изучение зависимости ρ от энергии $E_{h\nu}$ фотона циркулярно-поляризованного возбуждающего света позволяет определить величину Δ спин-орбитального расщепления валентной зоны. На рис. 1 приведены экспериментальная (1) и теоретическая (2) зависимости $\rho(E_{h\nu})$ для кристалла GaAs. Кривая 2 рассчитана без учета спиновой

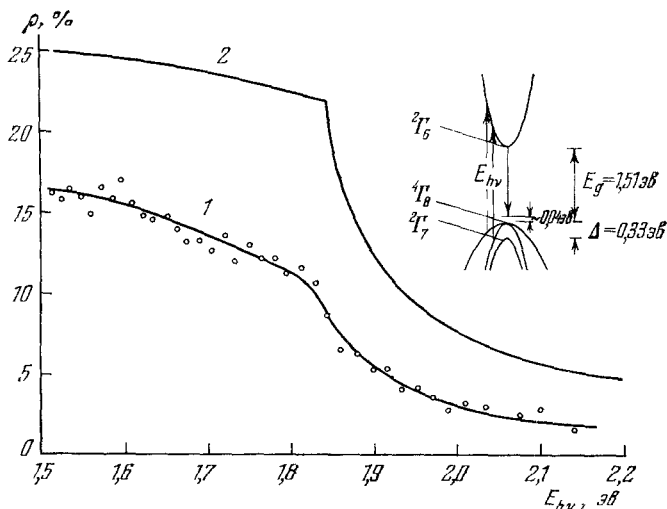


Рис. 1. Зависимость степени ρ циркулярной поляризации люминесценции в GaAs от энергии фотона циркулярно-поляризованного возбуждающего света (1 — экспериментальная кривая, 2 — теоретическая кривая).

релаксации и соответствует случаю $\tau_s \gg \tau$. Излом на теоретической кривой при $E_{h\nu} = 1,84 \text{ эВ}$ связан с включением в оптические переходы зоны ${}^2\Gamma_6$, сдвинутой относительно ${}^4\Gamma_8$ на величину $\Delta = 0,33 \text{ эВ}$. Поскольку переходы ${}^2\Gamma_7 \rightarrow {}^2\Gamma_6$ создают преимущественную ориентацию электронных спинов в направлении M , результирующая величина ρ уменьшается с ростом $E_{h\nu}$. Соответственно уменьшается наблюдаемая на опыте величина ρ . Во всем диапазоне изменения $E_{h\nu}$ $\rho_{\text{теор}} > \rho_{\text{эксп}}$, что объясняется влиянием спиновой релаксации (τ_s сравнимо с τ) ⁴. Подобие теоретической и экспериментальной кривых зависимости $\rho(E_{h\nu})$ указывает на сохранение спиновой ориентации при релаксации по энергии в широком диапазоне $E_{h\nu}$.

Циркулярная поляризация чувствительна к поверхностным свойствам полупроводников. При измерении деполяризации во внешнем магнитном поле в случае кристаллов GaAs обнаружена зависимость времени T_s существования спиновой ориентации от $E_{h\nu}$ ⁵. Эта зависимость объясняется различием времен спиновой релаксации на поверхности и в объеме полупроводника.

Как видно из соотношений (1), (2), измерение стационарной степени поляризации люминесценции и ее деполяризации в поперечном магнитном поле позволяет отдельно

определить время жизни и время спиновой релаксации неравновесного электрона. Для кристалла $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ результаты таких измерений в интервале температур 77—300 °К представлены на рис. 2⁶. Как видно, время спиновой релаксации сильно

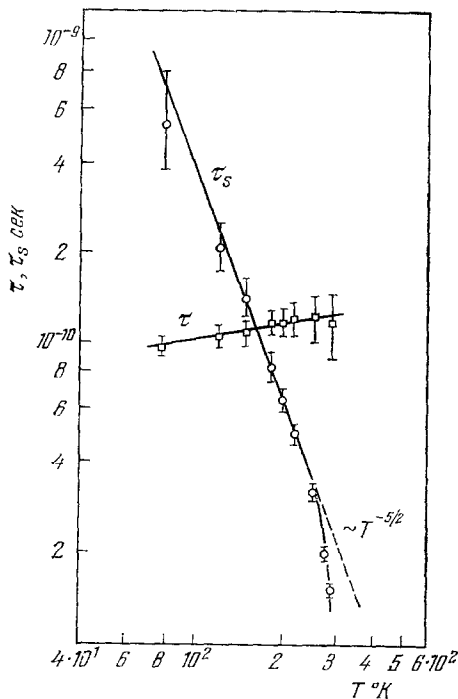


Рис. 2. Температурная зависимость времени жизни τ и времени спиновой релаксации τ_s неравновесных электронов в $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$.

Таким образом, оптическая ориентация позволяет создавать «меченые» по спине электроны в полупроводниках. Это дает новые возможности изучения зонной структуры, времен жизни, каналов рекомбинации и механизмов спиновой релаксации в полупроводниках.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. L a m p e l, Phys. Rev. Lett. **20**, 491 (1968).
2. R. R. P a r s o n s, Phys. Rev. Lett. **23**, 1152 (1969).
3. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, ЖЭТФ **60**, 1954 (1971).
4. Б. П. Захарченя, В. Г. Флейшер, Р. И. Джиоев, Ю. П. Вещунов, И. Б. Русанов, Письма ЖЭТФ **13**, 195 (1971).
5. В. Г. Флейшер, Р. И. Джиоев, Б. П. Захарченя, Л. М. Канская, Письма ЖЭТФ **13**, 422 (1971).
6. А. И. Екимов, С. И. Сафаров, Д. З. Гарбузов, Письма ЖЭТФ **13**, 36 (1971).
7. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, Письма ЖЭТФ **13**, 206 (1971).
8. А. И. Екимов, С. И. Сафаров, Письма ЖЭТФ **13**, 251 (1971).

меняется с температурой. При этом примерно выполняется зависимость $\tau_s \sim T^{-5/2}$, что соответствует случаю спиновой релаксации на акустических фононах. Время жизни $\tau \approx 10^{-10}$ сек практически не зависит от температуры и, как оказалось, обусловлено в основном безызлучательной рекомбинацией электронов через глубокие примесные центры.

Отметим, что в этих опытах измерение очень коротких времен 10^{-9} — 10^{-11} сек происходит в стационарных условиях и не требует регистрации быстропеременных процессов.

В кристаллах n -типа создаваемые светом ориентированные электроны составляют лишь малую часть общего числа носителей (n), однако скорость рекомбинации не зависит от спина электрона. Ясно, что при этом будет происходить накопление ориентированных носителей в зоне проводимости. В этом случае степень ориентации должна зависеть от интенсивности I возбуждающего света ⁷:

$$P = \frac{P_0}{1 + (n/I\tau_s)}.$$

Такая зависимость P от интенсивности возбуждения была обнаружена при 4,2° К в кристаллах $n\text{-Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$ для полосы, обусловленной переходами с донорного уровня, на котором при низкой температуре находятся все равновесные электроны⁸. Однако в том же кристалле для излучения экситона, в образовании которого принимают участие только неравновесные носители, степень ориентации осталась неизменной.